LYCÉE D'EXCELLENCE
MOHAMMED VI
LEM6 - CASABLANCA

Classes préparatoires aux grandes écoles
MPSI — Physique-chimie
Année 2026-2027

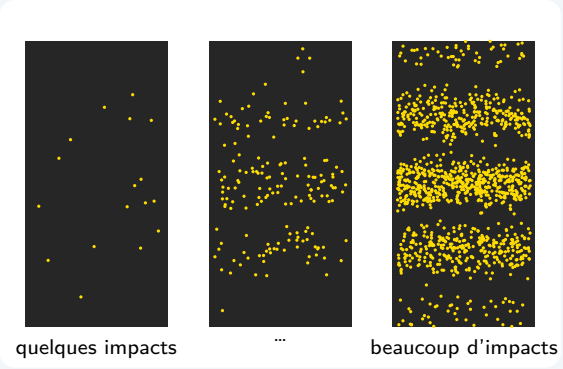
FICHE RÉSUMÉ

Q1

PHYSIQUE QUANTIQUE

Introduction à la physique quantique

Limites de la physique classique — Photon et effet photoélectrique — Ondes de matière — Fonction d'onde — Inégalité de Heisenberg — Modèle de Bohr



« *Je crois pouvoir affirmer sans risque que personne ne comprend la mécanique quantique.*

— Richard Feynman, *The Character of Physical Law* (1965)

physionova
physionova.academy

Pr. CHARIFI
professeurcharifi@gmail.com

Simulation associée sur **PhysioNova**
« Effet photoélectrique »

Q1 — Fiche résumé

L'essentiel en trois phrases

La lumière comme la matière présentent un double aspect, **ondulatoire** et **corpusculaire**, relié par la constante de Planck : $E = h\nu$ et $p = h/\lambda$ pour le photon (Planck-Einstein), $\lambda = h/p$ pour une particule matérielle (de Broglie). L'état d'une particule est décrit par une **fonction d'onde** Ψ dont le module au carré est une densité de probabilité : la notion de trajectoire disparaît, ce que traduit l'inégalité de **Heisenberg** $\Delta x\,\Delta p_x \gtrsim \hbar$. Le confinement d'une onde entraîne la **quantification de l'énergie**, illustrée par le modèle de Bohr de l'atome d'hydrogène.

I Les limites de la physique classique

- **Rayonnement du corps noir** : la théorie classique prévoit une puissance infinie aux courtes longueurs d'onde (« catastrophe ultraviolette ») ; Planck (1900) suppose les échanges d'énergie matière-rayonnement **quantifiés** par paquets $h\nu$.
- **Effet photoélectrique** : émission d'électrons par un métal éclairé seulement au-dessus d'une fréquence seuil, quelle que soit l'intensité.
- **Spectres de raies** : un gaz atomique excité n'émet que certaines longueurs d'onde.
- **Stabilité des atomes** : un électron en orbite, accéléré, devrait rayonner et tomber sur le noyau en $\sim 10^{-10}\,\mathrm{s}$.

Définition — Constante de Planck R

$$h = 6{,}626 \times 10^{-34}\,\mathrm{J\cdot s} \qquad \hbar = \frac{h}{2\pi} \simeq 1{,}055 \times 10^{-34}\,\mathrm{J\cdot s}$$

h a la dimension d'une **action** (énergie $\times$ durée, quantité de mouvement $\times$ longueur, moment cinétique). Un comportement quantique est attendu lorsqu'une action caractéristique du système est de l'ordre de $\hbar$.

II Le photon

Relation de Planck-Einstein R

La lumière de fréquence ν est constituée de **photons** : particules de masse nulle, de vitesse c, d'énergie et de quantité de mouvement

$$E = h\nu = \hbar\omega = \frac{hc}{\lambda} \qquad p = \frac{E}{c} = \frac{h}{\lambda} \qquad (\vec{p} = \hbar\vec{k})$$

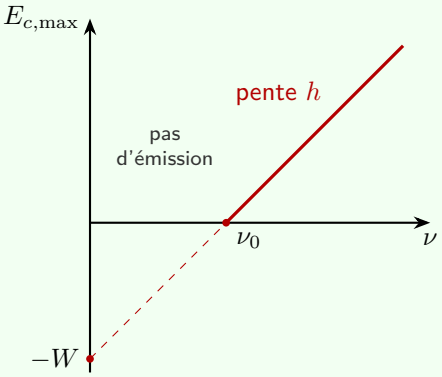
Le carré de l'amplitude de l'onde lumineuse en un point donne la probabilité d'y détecter un photon.

Effet photoélectrique (Einstein, 1905) R D

Un photon cède toute son énergie à **un** électron ; il faut au moins le travail d'extraction W du métal pour l'arracher :

$$E_{c,\max} = h\nu - W = eU_0 \qquad \nu_0 = \frac{W}{h}$$

L'intensité lumineuse fixe le **nombre** de photons, donc d'électrons émis (courant de saturation), mais pas leur énergie : inexplicable par un modèle purement ondulatoire. La tension d'arrêt U_0 croît avec ν (droite de pente h/e : mesure de h par Millikan).



Remarque

Effet Compton (1923) : des rayons X diffusés par des électrons voient leur longueur d'onde augmenter, $\lambda' - \lambda = \frac{h}{m_e c}(1 - \cos\theta)$; c'est un choc entre deux particules, qui confirme que le photon porte l'impulsion h/λ.

III Ondes de matière et fonction d'onde

Relation de de Broglie (1924) R

À toute particule matérielle de quantité de mouvement p (et d'énergie E) est associée une onde :

$$\lambda_{\text{dB}} = \frac{h}{p} \qquad \vec{p} = \hbar\vec{k} \qquad E = \hbar\omega$$

Particule non relativiste ($v \ll c$) : $p = mv = \sqrt{2mE_c}$; électron accéléré sous U : $p = \sqrt{2m_e eU}$.

Objet	Quantité de mouvement	λ_{dB}
électron accéléré sous $100\,\text{V}$	$5{,}4 \times 10^{-24}\,\text{kg}\cdot\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$	$0{,}12\,\text{nm}$ (taille d'un atome)
neutron thermique ($\simeq 2\,\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$)	$3{,}3 \times 10^{-24}\,\text{kg}\cdot\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$	$0{,}2\,\text{nm}$
molécule C_{60} à $200\,\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$	$2{,}4 \times 10^{-22}\,\text{kg}\cdot\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$	$2{,}8\,\text{pm}$
balle de tennis ($58\,\text{g}$, $50\,\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$)	$2{,}9\,\text{kg}\cdot\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$	$2 \times 10^{-34}\,\text{m}$: inobservable

L'aspect ondulatoire n'est observable que si λ_{dB} est comparable aux dimensions des obstacles : diffraction d'électrons par un cristal (Davisson et Germer, 1927), principe du microscope électronique.

Interférences particule par particule R

Fentes d'Young éclairées par une source si faible que les particules (photons, électrons, atomes, molécules) arrivent **une par une** :

- chaque particule donne un impact **localisé** (aspect corpusculaire), en un point **imprévisible** ;
- l'accumulation d'un grand nombre d'impacts reproduit la **figure d'interférences** (aspect ondulatoire) ;
- si l'on cherche à savoir par quelle fente passe chaque particule, les interférences **disparaissent**.

Définition — Fonction d'onde, densité de probabilité R

L'état d'une particule est décrit par une fonction à valeurs complexes $\Psi(M,t)$, l'**amplitude de probabilité**. La probabilité de trouver la particule à l'instant t dans le volume $\mathrm{d}\tau$ autour de M et la condition de normalisation s'écrivent

$$\mathrm{d}\mathcal{P} = |\Psi(M,t)|^2\,\mathrm{d}\tau \qquad \iiint_{\text{espace}} |\Psi(M,t)|^2\,\mathrm{d}\tau = 1$$

$|\Psi|^2$ est la **densité de probabilité de présence** (à une dimension : $\mathrm{d}\mathcal{P} = |\psi(x,t)|^2\mathrm{d}x$ et $\int |\psi|^2\mathrm{d}x = 1$). Deux chemins possibles : les **amplitudes** s'ajoutent, $\Psi = \Psi_1 + \Psi_2$, et $|\Psi|^2 = |\Psi_1|^2 + |\Psi_2|^2 + 2\,\mathrm{Re}(\Psi_1\Psi_2^*)$ contient un **terme d'interférence**. Seul le résultat d'une mesure est aléatoire, et ce caractère est intrinsèque.

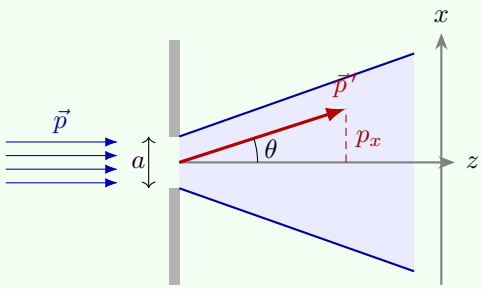
IV L'inégalité de Heisenberg spatiale

Analogie avec la diffraction D

Particules d'impulsion p selon z traversant une fente de largeur a selon x (avant la fente, $p_x = 0$). Juste après :

- position transverse connue à $\Delta x \simeq a$ près ;
- diffraction dans un cône de demi-angle $\theta \simeq \lambda/a$: $\Delta p_x \simeq p\sin\theta \simeq p\lambda/a = h/a$.

D'où $\Delta x\,\Delta p_x \simeq h$: mieux on localise, moins l'impulsion est définie.



Inégalité de Heisenberg spatiale R

$$\Delta x\,\Delta p_x \geqslant \frac{\hbar}{2} \qquad \text{soit, en ordre de grandeur,} \qquad \Delta x\,\Delta p_x \gtrsim \hbar$$

Δx et Δp_x sont des **écarts-types** (dispersions des résultats de mesure sur des particules préparées dans le même état), pas des incertitudes de mesure : c'est une propriété intrinsèque, la notion de trajectoire perd son sens.

Application : taille et stabilité de l'atome d'hydrogène M

Électron confiné dans une région de taille r : $p \gtrsim \hbar/r$, donc $E(r) \simeq \dfrac{\hbar^2}{2m_e r^2} - \dfrac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 r}$. Le minimum est atteint pour

$$a_0 = \frac{4\pi\varepsilon_0\hbar^2}{m_e e^2} \simeq 53\,\text{pm} \qquad E(a_0) = -\frac{e^2}{8\pi\varepsilon_0 a_0} \simeq -13{,}6\,\text{eV}$$

L'énergie de confinement interdit à l'électron de « tomber » sur le noyau : Heisenberg explique la stabilité des atomes.

V Quantification de l'énergie : le modèle de Bohr

Modèle de Bohr (1913) R D

1. Orbites circulaires permises : **moment cinétique quantifié**, $L = m_e v r = n\hbar$, $n \in \mathbb{N}^*$; l'électron n'y rayonne pas.
2. Émission ou absorption d'un photon lors d'une transition : $h\nu = |E_n - E_m|$.

Avec le PFD $\frac{m_e v^2}{r} = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 r^2}$:

$$r_n = n^2 a_0 \qquad E_n = -\frac{E_I}{n^2}$$

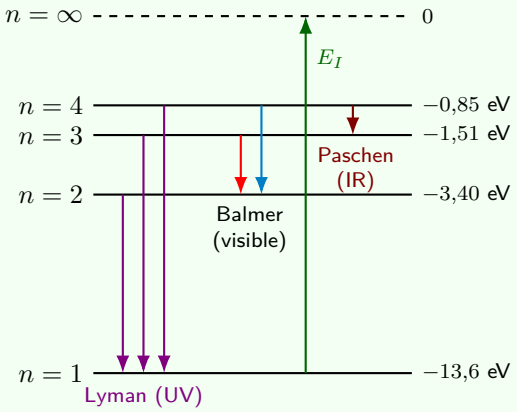
avec $E_I = \dfrac{m_e e^4}{8\varepsilon_0^2 h^2} \simeq 13{,}6\,\text{eV}$ (énergie d'ionisation). Interprétation ondulatoire : $m_e v r = n\hbar \iff 2\pi r_n = n\lambda_{\text{dB}}$ (onde stationnaire sur l'orbite) : le **confinement** entraîne la quantification.

Spectre de l'hydrogène, limites du modèle R

Photon émis lors de la transition $n \to m < n$ (formule de Rydberg) :

$$\frac{1}{\lambda} = R_H \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

avec $R_H = \dfrac{E_I}{hc} \simeq 1{,}097 \times 10^7\,\text{m}^{-1}$. Lyman ($m = 1$, UV), Balmer ($m = 2$, visible : H_α à 656 nm), Paschen ($m = 3$, IR). Le modèle décrit l'hydrogène et les hydrogénoïdes ($E_n = -13{,}6\,Z^2/n^2$ eV), pas les atomes polyélectroniques ni les intensités des raies ; la notion d'orbite, incompatible avec Heisenberg, est remplacée par celle d'**orbitale** (densité de probabilité, chimie).



Niveaux de l'hydrogène (échelle non linéaire).

★ À retenir

Notion	Relation	À retenir
Photon	$E = h\nu = \hbar\omega,\ p = h/\lambda = \hbar k$	masse nulle, vitesse c
Effet photoélectrique	$E_{c,\max} = h\nu - W = eU_0$	seuil $\nu_0 = W/h$
Onde de matière	$\lambda_{\text{dB}} = h/p$	visible si $\lambda_{\text{dB}} \sim$ obstacles
Fonction d'onde	$\mathrm{d}\mathcal{P} = \lvert\Psi\rvert^2 \mathrm{d}\tau,\ \iiint \lvert\Psi\rvert^2 \mathrm{d}\tau = 1$	on additionne les amplitudes
Heisenberg	$\Delta x\, \Delta p_x \gtrsim \hbar$	pas de trajectoire
Bohr	$L = n\hbar,\ r_n = n^2 a_0,\ E_n = -13{,}6/n^2$ eV	transitions $h\nu = \lvert E_n - E_m \rvert$

Ordres de grandeur

$1\,\text{eV} = 1{,}602 \times 10^{-19}\,\text{J}$; photon : $E(\text{eV}) \simeq 1240/\lambda(\text{nm})$, de 1,6 à 3,1 eV dans le visible. Travaux d'extraction : Cs 1,9 eV, Zn 4,3 eV. Laser de 1 mW : $\sim 3 \times 10^{15}$ photons par seconde. Rayon de Bohr

$a_0 = 53\,\mathrm{pm}$; $E_I = 13{,}6\,\mathrm{eV}$; agitation thermique $k_B T \simeq 25\,\mathrm{meV}$ à $300\,\mathrm{K}$.

VI Méthodes et pièges

☞ Méthode — Quantique ou classique ? M

- **Critère de l'action** : former une action caractéristique S (énergie × durée, quantité de mouvement × longueur, mvr) : si $S \sim \hbar$, traitement quantique nécessaire ; si $S \gg \hbar$, la physique classique suffit.
- **Critère de de Broglie** : comparer $\lambda_{\mathrm{dB}} = h/p$ à la dimension caractéristique D du problème : effets ondulatoires si $\lambda_{\mathrm{dB}} \gtrsim D$, négligeables si $\lambda_{\mathrm{dB}} \ll D$.
- **Niveaux d'énergie** : comparer leur écart à $k_B T$; s'il est très supérieur, seuls les niveaux bas sont peuplés.
- Estimer une énergie de confinement : $\Delta p \sim \hbar/L$, puis $E \sim \Delta p^2/(2m)$.

✗ Attention, erreurs fréquentes

- $p = mv$ seulement pour une particule matérielle non relativiste ; pour le photon, $p = E/c = h/\lambda$ (et pas de « mv »).
- L'énergie cinétique des photoélectrons dépend de la **fréquence**, pas de l'intensité lumineuse.
- Dans $\mathrm{d}\mathcal{P} = |\Psi|^2 \mathrm{d}\tau$, ce sont les **amplitudes** qui s'ajoutent, pas les probabilités (sinon pas d'interférences).
- Δx et Δp_x portent sur la **même** direction ; Heisenberg n'est pas une limite des appareils de mesure.
- Conversions : $1240/\lambda$ donne des eV si λ est en nm ; garder h (et non $\hbar$) dans $E = h\nu$ et $\lambda = h/p$.

Savoir-faire : je coche quand je sais

- ☐ Je cite les expériences inexpliquées par la physique classique.
- ☐ J'utilise la relation de Planck-Einstein et j'interprète l'effet photoélectrique.
- ☐ Je calcule une longueur d'onde de de Broglie et je juge si l'aspect ondulatoire est observable.
- ☐ Je décris l'expérience d'interférences particule par particule et son interprétation probabiliste.
- ☐ J'établis l'inégalité de Heisenberg en ordre de grandeur par analogie avec la diffraction.
- ☐ J'utilise Heisenberg pour estimer une énergie de confinement ou la taille d'un atome.
- ☐ J'établis r_n et E_n dans le modèle de Bohr et j'en déduis les raies de l'hydrogène.